

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 621.375.826

Перспективы повышения энергетических характеристик лазера на парах меди

Х.А. Баалбаки^{1,2} ✉, Н.А. Юдин^{1,2}, Н.Н. Юдин^{1*}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 15.07.2021 г.;

после доработки 12.09.2022 г.;

принята к печати 20.09.2022 г.

Исследован электрофизический процесс в разрядном контуре лазера на парах меди (ЛПМ) с промышленной газоразрядной трубкой LT-10Cu. Показано, что накачка активной среды ЛПМ осуществляется в два этапа. Первый (подготовительный) этап — зарядка емкостных составляющих разрядного контура лазера от накопительного конденсатора, второй — непосредственно накачка активной среды. Переход от первого этапа ко второму происходит в результате пробоя. Показано, что в этих условиях можно реализовать практический КПД ЛПМ ~ 1% в схемах накачки со звеньями магнитного сжатия и ~ 2,5–3% при отсечке энерговклада после импульса генерации. Рассмотрены условия реализации режима отсечки энерговклада после импульса генерации.

Ключевые слова: лазер на парах меди, пробой, отсечка энерговклада; copper vapor laser, breakdown, energy input cutoff.

Введение

Лазер на парах меди (ЛПМ) является одним из наиболее эффективных источников когерентного излучения в видимой области спектра. Тем не менее прогнозируемые энергетические характеристики ЛПМ до настоящего времени получить не удалось [1, 2].

Для эффективной накачки активной среды ЛПМ, как известно, необходимо формировать импульс возбуждения с крутым фронтом и длительностью, соизмеримой со временем существования инверсии [3]. Одной из фундаментальных причин ограничения энергетических характеристик излучения является высокая скорость процесса ступенчатой ионизации с верхних (резонансных) лазерных уровней [4, 5], что ограничивает населенность резонансных уровней и, как следствие, энергосъем ЛПМ. В этих условиях повышение средней мощности генерации возможно только за счет увеличения частоты следования импульсов (ЧСИ) возбуждения, а энергии импульса генерации — за счет увеличения объема активной среды. Активные среды импульсно-периодических ЛПМ с ЧСИ возбуждения ~ 10 кГц

характеризуются высокой проводимостью плазмы с предимпульсной концентрацией электронов $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Поэтому полагалось, что развитие разряда в этих условиях происходит без стадии пробоя и дополнительным ограничивающим фактором является индуктивность в разрядном контуре лазера, что не позволяет быстро разогревать электроны. Это приводит к заселению нижних (метастабильных) лазерных уровней на фронте импульса возбуждения и перераспределению скоростей заселения лазерных уровней в пользу метастабильных уровней с ростом n_{e0} [6]. Вышесказанное определяет выбор оптимальных параметров накачки для реализации энергетического потенциала активной среды лазера.

Пробой рассматривается как переход от газового состояния к плазме и характеризуется резким изменением проводимости. Поэтому всегда полагалось, что развитие разрядов в средах с высокой концентрацией электронов должно происходить без пробоя. В работах [7–11] показано, пробой реализуется при развитии разряда в условиях высокой n_{e0} в газоразрядных трубках (ГРТ) с электродами, расположенными в холодных буферных зонах (ХБЗ). Для эффективной накачки необходимо, чтобы разряд имел все признаки нетермического дугового разряда с низким катодным падением потенциала, что реализуется при термоэлектронной

* Хуссейн Али Баалбаки (houssainsyr1@gmail.com); Николай Александрович Юдин (yudin@tic.tsu.ru); Николай Николаевич Юдин (gach3@yandex.ru).

эмиссии с катода ГРТ [11]. Расположение электродов в ХБЗ, где газовая температура $\sim 450\text{--}600$ К, обуславливает возможность быстрого охлаждения катодного пятна на электроде (после импульса возбуждения), за ~ 1 мкс, из-за высокой теплопроводности материала катода. Поэтому на начальном этапе накачки в таких конструкциях ГРТ осуществляется разогрев катодного пятна на электроде до температуры, при которой возникает термоэмиссия, происходит зарядка обостряющего конденсатора C_0 от накопительного конденсатора C и в индуктивности разрядного контура L_k запасается энергия при нарастании зарядного тока в контуре. При этом в ГРТ зажигается тлеющий разряд. Сброс энергии, запасенной в L_k , должен обеспечивать дальнейшую зарядку C_0 . Однако параллельно C_0 подключена ГРТ. Поскольку время сброса энергии, запасенной в индуктивности, $\sim L/R$ (R — сопротивление), то именно данный процесс обеспечивает разогрев катодного пятна, определяет момент пробоя и начало накачки активной среды, что неизбежно должно повлиять как на формирование инверсии населенности, так и на оптимальные параметры накачки.

Таким образом, пробой и условия формирования инверсии связаны с эмиссионной способностью катода и, следовательно, могут существенно различаться в зависимости от нее. Например, в промышленных ГРТ (ФГУП НПО «Исток», Россия, г. Фрязино) используются W–Ва-катоды с пропиткой активным веществом (алюмосиликат бария) [12]. При эксплуатации катода вследствие восстановления активного вещества вольфрамом непрерывно образуется свободный барий, обеспечивающий активность катода. Работа выхода катода с алюмосиликатом бария составляет $2\text{--}2,2$ эВ. Следовательно, необходимо провести исследования, подобные [11], с промышленными ГРТ, чтобы сделать обобщающие выводы о развитии разряда и условиях формирования инверсии.

1. Описание эксперимента

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 1. В эксперименте использовалась ГРТ LT-10Cu (ФГУП НПО «Исток», Россия, г. Фрязино) [12].

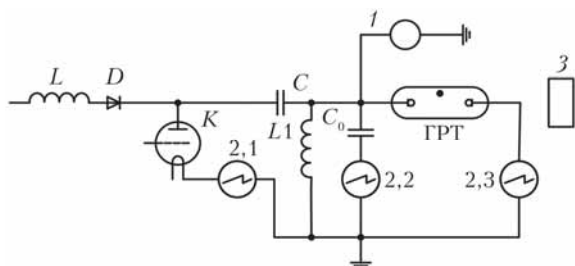


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: K — тиратрон ТГИ2-500/20; L , D — зарядные дроссель и диод соответственно; L_1 — шунтирующая индуктивность (~ 230 мкГн); C — накопительный конденсатор; C_0 — обостряющий конденсатор; 1 — делитель напряжения; 2 — измеритель мощности OPHIR-NOVA; 3 — токовые датчики

Разрядный канал ГРТ изготовлен из Al_2O_3 -керамической трубки внутренним диаметром 14 мм и длиной 495 мм. В качестве накопительного и обостряющего конденсаторов применялись конденсаторы КВИ-3, а в качестве коммутатора — тиратрон ТГИ2-500/20. Саморазогрев ГРТ осуществлялся при потребляемой мощности от выпрямителя $\sim 1,6$ кВт. Импульсы тока и напряжения контролировались осциллографом Tektronix DPO-4034B. Средняя мощность генерации измерялась прибором OPHIR-NOVA. ЧСИ возбуждения для LT-10Cu, при которой реализуется максимальная средняя мощность генерации, согласно [12], составляет $\sim 14\text{--}17$ кГц. Поэтому исследования зависимости энергетических и электрофизических параметров от емкости обостряющего конденсатора и индуктивности в разрядном контуре лазера проводились с ЧСИ возбуждения, 15 кГц ($C = 1320$ пФ).

2. Результаты исследования

На рис. 2 приведены осциллограммы электрофизических параметров электрической цепи разрядного контура лазера и генерации при различных значениях емкости C_0 .

Представленные на рис. 2 осциллограммы наглядно демонстрируют динамику электрофизических параметров разрядного контура лазера с изменением емкости C_0 . На начальном этапе накачки обостряющий конденсатор C_0 заряжается от конденсатора C и в индуктивности разрядного контура $L_k \sim 1,4$ мкГн запасается энергия, при нарастании зарядного тока в контуре (L_k оценивалась по вольт-амперным характеристикам разряда). При этом в ГРТ зажигается тлеющий разряд. Генерация во всех случаях начинается со спада тока в контуре (кривая 4, рис. 2). Сброс энергии, запасенной в индуктивности, обеспечивает разогрев катодного пятна и начало накачки активной среды.

Следовательно, накачка активной среды определяется суммарным энерго вкладом энергии, запасенной в C_0 и L_k (рис. 3), и эффективность накачки в действительности намного выше практического КПД лазера, который оценивают относительно потребляемой энергии от выпрямителя (рис. 4).

Исследовалась зависимость энергетических и электрофизических параметров от индуктивности в разрядном контуре лазера с ЧСИ возбуждения 15 кГц ($C = 1320$ пФ; $C_0 = 220$ пФ). Индуктивность вводилась в разрядный контур между накопительным и обостряющим конденсаторами.

Осциллограммы на рис. 5 демонстрируют динамику электрофизических параметров разрядного контура лазера с изменением индуктивности. Генерация во всех случаях также начинается с момента спада тока в контуре (кривая 4, рис. 5).

Накачка активной среды в этих условиях также определяется суммарным вкладом энергии, запасенной в C_0 и L_k (рис. 6), а эффективность накачки намного выше практического КПД лазера (рис. 7).

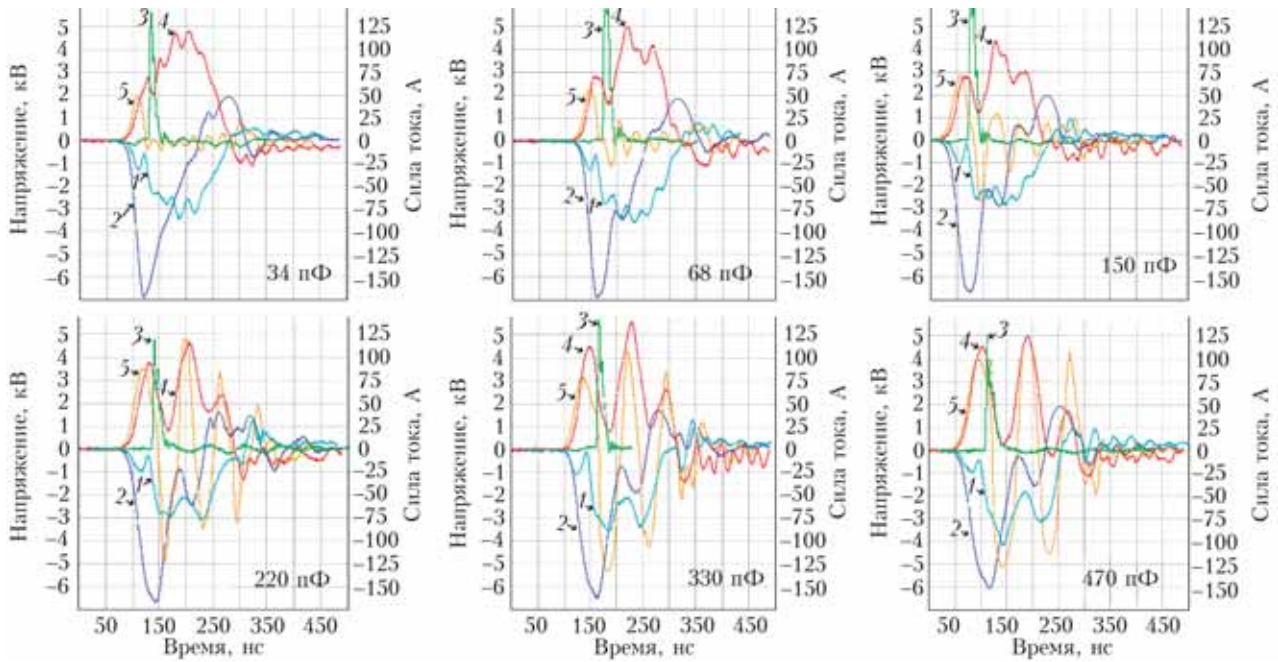


Рис. 2. Осциллограммы: импульсов тока, протекающего через ГРТ (1); импульса напряжения на ГРТ (2); импульса генерации (3); импульса тока, протекающего через тиратрон (4); импульса тока зарядки и разрядки обостряющего конденсатора C_0 (5) при различных значениях емкости C_0 (цвет. рисунок см. на сайте <https://ao.iao.ru/ru/content/vol.35-2022/iss.11/13>)

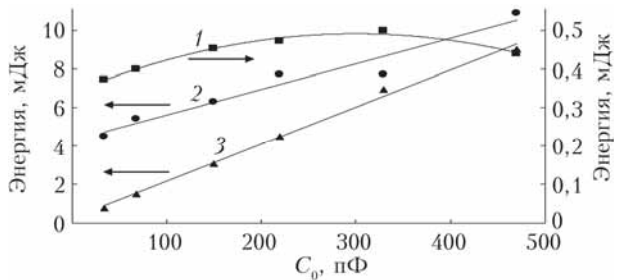


Рис. 3. Зависимость энергии импульса генерации (1) и энергии, запасенной в индуктивности L_k (2) и конденсаторе C_0 (3), от емкости C_0

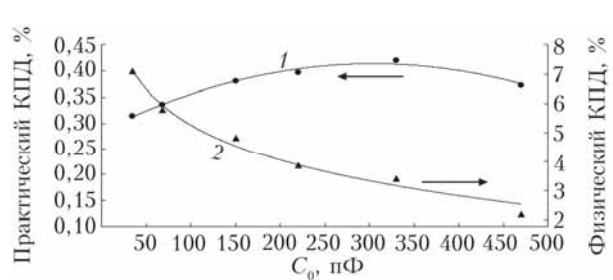


Рис. 4. Зависимость практического КПД (1) и физического КПД лазера (2) от емкости C_0

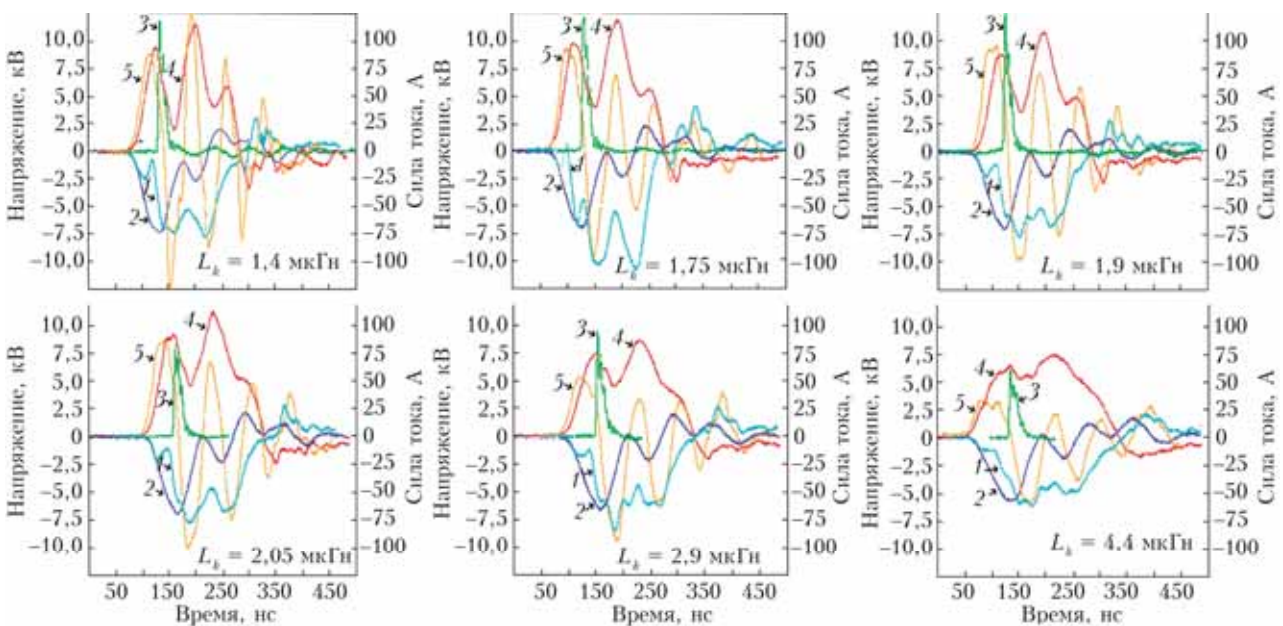


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, при различных значениях индуктивности в разрядном контуре

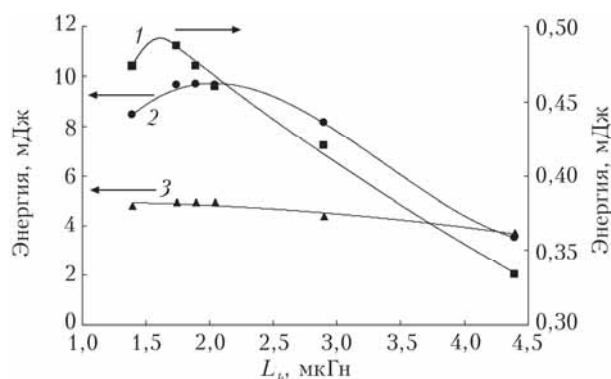


Рис. 6. Зависимость энергии импульса генерации (1) и энергии, запасенной в индуктивности L_k (2) и конденсаторе C_0 (3), от индуктивности

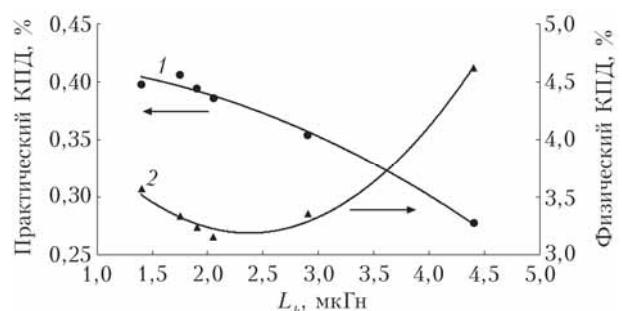


Рис. 7. Зависимость практического КПД (1) и физического КПД лазера (2) от индуктивности

3. Обсуждение

Проведенные исследования показали, что процесс накачки активной среды ГРТ LT-10Cu аналогичен [11]. Это позволяет сделать вывод, что накачка активной среды ЛПМ характерна для ГРТ с электродами, расположенными в ХБЗ (см. рис. 2 и 5). Генерация излучения реализуется на спаде тока в зарядном контуре лазера (ток, протекающий через тиратрон), но раньше начала разрядки C_0 . Это указывает на то, что накачка активной среды определяется в основном энергией, запасенной в индуктивности разрядного контура, а вклад в накачку энергии, запасенной в C_0 , обеспечивает приток энергии импульса генерации $\sim 20\%$ (см. рис. 4, кривая 1).

Отметим, что важной в разрядном контуре лазера является энергия, запасаемая в индуктивности, $E = L_k(I_{\max})^2/2$. Поскольку время сброса энергии, запасенной в индуктивности, $\sim L_k/R_{\text{ГРТ}}$, то следовало ожидать, что с уменьшением L_k должна возрастать плотность энергии накачки и, следовательно, энергия импульса генерации. Однако результаты экспериментальных исследований указывают на то, что существует оптимальная L_k , при которой реализуется максимальная энергия импульса генерации (см. рис. 6 и [11]). Данное противоречие объясняется тем, что время зарядки C_0 и амплитуда тока зарядки I_{\max} определяются не индуктивностью L_k , а допустимой скоростью нарастания тока

в тиратроне. По этой причине в настоящее время широко используются схемы накачки ЛПМ со звеньями магнитного сжатия (см., например, [10, 12]). Подобные схемы накачки позволяют увеличить в 1,5–2 раза энергию в импульсе генерации по сравнению с прямой схемой накачки (см. рис. 1) и поднять практический КПД лазера до $\sim 1\%$. Тем не менее это намного меньше физического КПД $\approx 3\text{--}7\%$ (см. рис. 4 и 7).

Схемы накачки со звеньями магнитного сжатия не дают реализовать энергетический потенциал активной среды ЛПМ по следующим причинам: 1) индуктивность звена магнитного сжатия в насыщенном состоянии выше оптимальной величины L_k , что не позволяет в полной мере использовать в накачке энергию, запасенную в звене магнитного сжатия; 2) увеличение амплитуды тока в контуре за счет сжатия импульса накачки не устраняет основную причину ограничения энергосъема в активной среде, связанную с высокой скоростью процесса ступенчатой ионизации с верхних (резонансных) лазерных уровней. Поэтому наблюдаемое увеличение энергии в импульсе генерации в рассматриваемом случае может быть связано не с увеличением населенности верхних лазерных уровней, а с сокращением времени заселения нижних лазерных уровней.

Проведенные исследования указывают на возможность принципиально иной реализации энергетического потенциала ЛПМ. Это обусловлено тем, что на подготовительном этапе накачки в C_0 и L_k запасается энергия, которая в дальнейшем определяет параметры накачки активной среды. Она составляет $\sim 10\text{--}20\%$ от энергии, изначально запасенной в C (см. рис. 3). Следовательно, отсекая энерговклад от C после зарядки C_0 и L_k , можно в 5–10 раз сократить энерговклад в ГРТ без изменения параметров накачки, что позволяет увеличить ЧСИ возбуждения для реализации саморазогревного режима работы ЛПМ. Технически отсечку можно осуществлять с помощью управляемого коммутатора, например таситрона, который должен закрываться после зарядки C_0 в условиях накачки, когда ток через коммутатор падает до нуля (после зарядки C_0), что возможно при $C_0 = 330\text{--}470$ пФ (см. рис. 2). Отсечка энерговклада должна обеспечить увеличение не только ЧСИ возбуждения, но и средней мощности генерации пропорционально ЧСИ возбуждения. На основе проведенных экспериментальных исследований можно оценить (в условиях отсечки энерговклада) достижимый уровень средней мощности генерации $\sim 40\text{--}50$ Вт для ГРТ при практическом КПД $\approx 2,5\text{--}3\%$.

Моделирование и анализ кинетики процессов в разрядном контуре и активной среде проводили до настоящего времени без учета характера развития разряда в ГРТ. Импеданс ГРТ рассматривали в виде последовательной $R_i L_i$ -цепочки, где R_i и L_i – активная и индуктивная составляющие импеданса [1, 2], а накачка активной среды рассматривалась как разрядка накопительного конденсатора.

В этих условиях электронная температура T_e , которая определяет кинетику процессов в активной среде, должна следовать изменениям напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ и в условиях, когда $T_e < 2$ эВ, должно наблюдаться преимущественное заселение нижних лазерных уровней. Полагалось, что ограничение частотно-энергетических характеристик (ЧЭХ) ЛПМ связано с n_{e0} , а основным ограничивающим фактором является индуктивность в разрядном контуре.

Однако, как показали исследования [11], для эффективной накачки (в условиях высокой проводимости плазмы) необходимо, чтобы разряд имел все признаки нетермического дугового разряда с низким катодным падением потенциала, что достигается при термоэлектронной эмиссии с катода ГРТ. Данное условие реализуется двумя способами: 1) за счет двухэтапной накачки активной среды, когда электроды в ГРТ расположены в ХБЗ; 2) за счет внесения электродов в горячую зону разрядного канала ГРТ, где температура соизмерима с температурой, при которой реализуется термоэлектронная эмиссия.

Подобные конструкции ГРТ использовал в своих исследованиях П.А. Бохан, что позволило реализовать практический КПД $\approx 3\%$ в ЛПМ [13]. Оптимальные параметры накачки реализуются, согласно [13], при согласовании ГРТ с генератором накачки в условиях, когда $C_{\text{опт}} = C_0 = 15d^2/l$, где d и l – диаметр и длина разрядного канала, см, а C выражена в нанофарадах. Эксперименты со сдвоенными импульсами [13] позволили выбрать следующий режим работы на ГРТ с разрядным каналом диаметром 20 мм и длиной 265 мм: ЧСИ ~ 8 кГц, $C_{\text{опт}} = C_0 = 2,350$ нФ. ГРТ с генератором накачки согласуется в случае апериодического процесса в разрядном контуре, т.е. при выполнении условия $R > 2(L/C)^{1/2}$. Следовательно, $C > 4$ нФ, когда $L \sim 10^{-7}$ Гн и $R \sim 10$ Ом, т.е. ГРТ согласуется с генератором накачки при емкости накопительного конденсатора в два раза большей $C_{\text{опт}}$, указанной в [13]. Однако вышеприведенные оценки сделаны без учета C_0 , поскольку при разрядке C должна заряжаться C_0 до напряжения, сопоставимого с напряжением на C . Дальнейший процесс можно рассматривать как разрядку параллельно включенных C и C_0 , т.е. согласование реализуется в данном случае при условии $C_{\text{опт}} = C_0$, когда $C_{\text{опт}} + C_0 = C$.

Расположение электродов в ГРТ (в горячей зоне разрядного канала или ХБЗ) определяет формирование инверсии в активной среде и оптимальные условия накачки. В первом случае (электроды в горячей зоне разрядного канала) накачка осуществляется на фронте нарастания тока в контуре, который лимитируется индуктивностью в контуре и допустимой скоростью нарастания тока в тиратроне. В этих условиях T_e следует изменению напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ и, когда $T_e < 2$ эВ, наблюдается преимущественное заселение нижних лазерных уровней. Во втором случае (электроды в ХБЗ) накачка происходит на спаде тока в контуре, т.е. когда ток

в контуре (ток, протекающий через тиратрон) достигает I_{max} при зарядке C_0 .

Генерация излучения реализуется через ~ 4 – 15 нс после «пробоя» (см. рис. 2 и [7, 11]), что устраняет преимущественное заселение нижних лазерных уровней во время накачки. В этих условиях должно снижаться абсолютное значение T_e с ростом n_{e0} , что обуславливает снижение скорости заселения верхних лазерных уровней, но при этом должна снижаться скорость их девозбуждения в ионизацию. В результате населенность верхних лазерных уровней не должна существенно меняться (в момент существования максимального усиления на рабочем переходе) с ростом n_{e0} . Это позволяет сделать вывод (ложный), что n_{e0} не является фактором ограничения ЧЭХ генерации ЛПМ.

В действительности наблюдается заселение нижних лазерных уровней на фронте нарастания напряжения на ГРТ [14]. Это можно объяснить тем, что при зарядке C_0 (подготовительный этап накачки) в ГРТ зажигается тлеющий разряд, в котором активная среда – положительный столб тлеющего разряда. Электрическое поле в положительном столбе устанавливается таким, чтобы T_e за счет ионизации обеспечивала компенсацию потерь носителей заряда, а их дрейфовая скорость – необходимую величину тока. Большинство носителей заряда поступает в положительный столб из областей катодного и анодного падений потенциала, и лишь малая доля рождается в самом положительном столбе. Следовательно, при протекании через активную среду тока не должно наблюдаться ионизации и возбуждения, поскольку $n_{e0} \sim 10^{13}$ см³, что на порядок выше типичных концентраций электронов в тлеющем разряде. Дрейф носителей заряда в положительном столбе должен приводить к подгреву электронной компоненты плазмы в активной среде и обуславливать заселение метастабильных уровней. Наиболее наглядно вышесказанное иллюстрирует временной ход населенности лазерных уровней [15], где измерения проводились методом сдвоенных импульсов при задержках между импульсами 15 и 70 мкс, т.е. при разных n_{e0} . Наблюдалось почти одинаковое нарастание населенности резонансных уровней при обеих задержках. При этом заселение резонансных уровней начиналось через ~ 10 нс с момента начала импульса возбуждения, а до этого наблюдалось заселение только метастабильных уровней.

Заключение

Процесс двухэтапной накачки активной среды ЛПМ характерен для ГРТ с электродами, расположенными в ХБЗ. В этих условиях можно реализовать практический КПД ЛПМ $\sim 1\%$ в схемах накачки со звеньями магнитного сжатия и $\sim 2,5$ – 3% при отсечке энерговыклада после импульса генерации.

Среднюю мощность генерации ЛПМ (в условиях ограниченного энерговыклада) возможно увеличить только за счет роста объема активной среды (при оптимальной ЧСИ возбуждения).

Проблема заключается в том, что с увеличением диаметра разрядного канала (≥ 2 см) возникают дополнительные процессы, ограничивающие ЧЭХ ЛПМ, не характерные для ГРТ с меньшим диаметром разрядного канала:

1) медленная релаксация метастабильных состояний в межимпульсный период [15], обусловленная рассогласованием ГРТ с генератором накачки [16]. Рассогласование характерно для ГРТ с электродами, расположенными в ХБЗ, но медленная релаксация метастабильных состояний в межимпульсный период наблюдается только в ГРТ с разрядным каналом диаметром ≥ 2 см, что определяет необходимость выяснения механизма данного процесса.

2) фантомный ток, амплитуда которого может достигать 60–70% от пикового значения тока в разрядном контуре [7, 9]. Согласно [7] фантомный ток – ток проводимости, при котором электроны не набирают энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов в активной среде. Согласно [9] фантомный ток – ток смещения зарядов в процессе зарядки собственной емкости ГРТ. Вклад двух предложенных механизмов в формирование фантомного тока не установлен, что затрудняет оценку его роли в ограничении ЧЭХ ЛПМ.

Следует отметить, что вышеуказанные процессы не характерны для ГРТ с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала. Поэтому вполне может оказаться, что «все новое – это хорошо забытое старое». Исторически так сложилось, что исследования с указанными ГРТ были прекращены в 1970-е гг. При этом детальное описание используемой в экспериментах конструкции ГРТ было приведено лишь через 30 лет [17].

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке программы развития Томского государственного университета Приоритет-2030.

Список литературы

1. Little C.E. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application, New York: Wiley, 1999. 646 p.
2. Batenin V.M., Buchanov V.V., Boichenko A.M., Kazaryan M.A., Klimovskii I.I., Molodykh E.I. High-Brightness Metal Vapour Lasers. Boca Raton: CRC, 2016. 542 p.
3. Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры // Успехи физ. наук. 1971. Т. 105, вып. 4. С. 645–676.

4. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Опт. и спектроскоп. 1984. Т. 7, вып. 1. С. 99–104.
5. Юдин Н.А., Климкин В.М., Прокотьев В.Е. Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 1999. Т. 28, № 3. С. 273–276.
6. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеголов В.Б. О механизме генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 1978. Т. 5, № 10. С. 2162–2173.
7. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: the phantom current // Opt. Commun. 1995. V. 117, N 5. P. 570–579.
8. Евтушенко Г.С., Костыря И.Д., Суханов В.Б., Тарасенко В.Ф., Шиянов Д.В. Особенности накачки лазера на парах меди и бромида меди // Квант. электрон. 2001. Т. 31, № 8. С. 704–708.
9. Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. О природе фантомных токов в активной среде лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Квант. электрон. 2008. Т. 38, № 1. С. 23–29.
10. Singh D.K., Dikshit B., Vijayan R., Nayak A., Mishra S.K., Mukherjee J., Rawat V.S. Dependence of phantom current in a metal vapor laser on electrode geometry // Laser Phys. 2020. V. 30, N 11. P. 115001.
11. Yudin N.A., Baalbaki H.A., Nocheva C.V., Smirnova M.E., Yudin N.N. Discharge formation in a copper vapor laser: Optimal pumping conditions // Laser Phys. 2021. V. 31, N 12. P. 125001.
12. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 312 с.
13. Бохан П.А., Герасимов В.А. Оптимизация условий возбуждения в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1979. Т. 6, № 4. С. 451–455.
14. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. Возбуждение и релаксация метастабильных состояний атомов в активной среде импульсно-периодического лазера на парах меди // Квант. электрон. 2016. Т. 46, № 2. С. 100–105.
15. Исаев А.А., Михельсоо В.Т., Петраш Г.Г., Пезт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б. Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме двоянных импульсов // Квант. электрон. 1988. Т. 15, № 12. С. 2510–2513.
16. Бохан П.А., Закревский Д.Э. Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2002, Т. 32, № 7. С. 602–608.
17. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. Исследование газоразрядного лазера на самоограниченном переходе таллия // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 10. С. 911–916.

H.A. Baalbaki, N.A. Yudin, N.N. Yudin. Prospects for improving the energy characteristics of a copper vapor laser.

The electro-physical process in the discharge circuit of a copper vapor laser (CVL) with an LT-10Cu industrial gas-discharge tube has been studied. It is shown that the pumping of the active medium of the CVL is carried out in two stages. During the first (preparatory) stage, the capacitive components of the laser discharge circuit are charged from the storage capacitor, and during the second stage, the active medium is directly pumped. The transition from the preparatory stage to the pumping stage is carried out as a result of “breakdown”. It is shown that under these conditions it is possible to achieve a practical CVL efficiency of ~1% in pump circuits with magnetic compression units and ~2.5–3% when the energy input is cut off after the generation pulse. The conditions for implementing the mode of cutting off the energy input after the generation pulse are considered.